Messung des Polarisationsvermögens von Sauerstoff für *d*,*d*-Neutronen von 2,5 bis 3,2 MeV Energie

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

ROGER GLEYVOD
aus Basel

1962

Buchdruckerei Birkhäuser AG, Basel
1963

Messung des Polarisationsvermögens von Sauerstoff für *d*,*d*-Neutronen von 2,5 bis 3,2 MeV Energie

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von

ROGER GLEYVOD
aus Basel

Buchdruckerei Birkhäuser AG, Basel
1963

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren P. HUBER und E. BAUMGARTNER.

Basel, den 20. Februar 1962

Prof. Dr. M. EICHLER
Dekan

Sonderabdruck aus Helvetica Physica Acta, 36. Jahrgang, Heft 3, 1963

Messung des Polarisationsvermögens von Sauerstoff für *d,d*-Neutronen von 2,5 bis 3,2 MeV Energie

Summary. The azimuthal asymmetry of *d,d*-neutrons elastically scattered by oxygen 16 has been measured at three different scattering angles. A thick heavy ice target was bombarded with deuterons of 350 and 550 keV energy (mean neutron energy 2,84 and 2,98 MeV respectively). The asymmetry was measured with fixed counter position by rotating the polarization of the incident neutron beam through an angle of $\pm 90°$ by means of a solenoid. The determined analyzing powers of oxygen at the scattering angles (center of mass system) of 57°, 80°, 109° are at 350 keV deuteron energy $-0{,}33 \pm 0{,}09$, $+0{,}32 \pm 0{,}13$, $+0{,}67 \pm 0{,}18$ respectively and at 550 keV $-0{,}29 \pm 0{,}08$, $+0{,}18 \pm 0{,}08$, $+0{,}94 \pm 0{,}11$ respectively. All available phaseshift sets derived from total and differential scattering cross sections do not fit our results.

1. Einleitung

HUBER und HUNZINGER[1)2)] haben differentielle Querschnitte für die elastische Streuung von Neutronen an Sauerstoff 16 im Energiegebiet von 2,0–4,1 MeV gemessen. Verschiedene Autoren[2)3)4)] haben die Messungen nach Streuphasen analysiert. Zur Prüfung dieser Analysen wurde nun das Polarisationsvermögen von Sauerstoff für Neutronen im Energiegebiet von 2,5–3,2 MeV gemessen.

2. Versuchsanordnung

2.1. Methode und Übersicht

Werden polarisierte Neutronen an Kernen mit Spin null elastisch gestreut, so ist der differentielle Querschnitt durch

$$\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta)\,[1 + P_1\,P_2 \cos\varphi]$$

gegeben[5)].

Dabei bedeuten

σ_0: der differentielle Streuquerschnitt für einen unpolarisiert einfallenden Strahl,
P_1: der Betrag der Polarisation des einfallenden Strahls,
P_2: das Polarisationsvermögen des streuenden Kerns, das heisst die Polarisation der gestreuten Teilchen, wenn der einfallende Strahl unpolarisiert ist,
θ: der Streuwinkel und
φ: der Azimutwinkel.

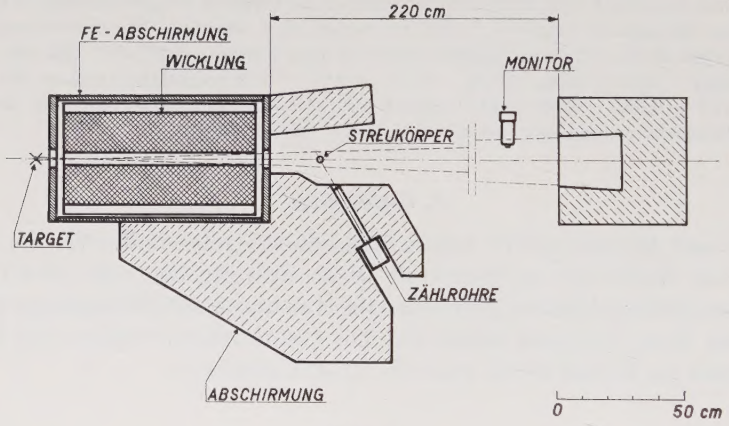
Die Polarisation eines Strahls ist dabei durch den Erwartungswert des Spinoperators gegeben:

$$\boldsymbol{P} = \frac{1}{s} \langle \boldsymbol{s} \rangle .$$

Die Streuung erfolgt unter dem Winkel $\varphi = 0$, wenn die Polarisation P_1 parallel zum Vektor $[\boldsymbol{k}_{ein} \times \boldsymbol{k}_{aus}]$ steht. $\boldsymbol{k}_{ein}$ und $\boldsymbol{k}_{aus}$ sind die Wellenzahlvektoren des einfallenden respektive auslaufenden Strahls. Das Produkt $P_1 P_2$, das wir im folgenden als Asymmetrie ε bezeichnen, ist dann

$$\varepsilon = \frac{\sigma(\theta, 0) - \sigma(\theta, \pi)}{\sigma(\theta, 0) + \sigma(\theta, \pi)} = P_1 P_2 .$$

Statt die Intensitäten der gestreuten Teilchen durch Schwenken der Zähler unter den Azimutwinkeln $\varphi = 0$ und $\varphi = \pi$ zu messen, ist es auch möglich die einfallende Polarisation in einer Ebene senkrecht zum Strahl um 180° zu drehen und die Zähler örtlich festzulassen. Die Drehung der Polarisation kann durch Präzession der magnetischen Momente der Neutronen in einem Magnetfeld erreicht werden[6,7]).



Figur 1
Versuchsanordnung von oben gesehen.

In der von uns verwendeten Anordnung werden Deuteriumionen mit einem 1 MV-Kaskadengenerator[8]) beschleunigt. Der magnetisch separierte D^+-Ionenstrahl trifft auf ein dickes Target aus schwerem Eis. Die unter einem Winkel von $\theta_{Lab} = 50°$ gegenüber dem Deuteronenstrahl ausgesandten Neutronen, welche senkrecht zur Reaktionsebene der d,d-Reaktion polarisiert sind, durchlaufen das Magnetfeld eines Solenoids, dessen Achse parallel zum Neutronenstrahl gerichtet ist. Dadurch präzedieren die magnetischen Momente der Neutronen um ihre Fortpflanzungsrichtung. Die am Streukörper gestreuten Neutronen werden mit Proportionalzählrohren registriert. Die Zählrohre sind so angebracht, dass für die Streuung mit dem Azimutwinkel $\varphi = 0$ die Polarisation der einfallenden Neutronen um 90° im Sinne einer Linksschraube bezüglich der Fortpflanzungsrichtung (Stellung I des Magnetfeldes) und für $\varphi = \pi$ um 90° im Sinne einer Rechtsschraube (Stellung II des Magnetfeldes)

gedreht werden (siehe Figur 2). Die Zählrohre sind von einem Gemisch aus Paraffin und $LiCO_3$ umgeben. Das Paraffin zwischen Zählrohren und Solenoid ist notwendig, da ohne Abschirmung die Zählrate hinter der Spule noch etwa 4% derjenigen im Direktstrahl beträgt. Als Neutronenmonitor dient ein Hornyakszintillator[9]) von 1,3 cm Durchmesser in Verbindung mit einem RCA 5819 Photomultiplier, der hinter dem Streukörper im direkten Strahl steht (siehe Figur 1).

2.2. Target

Um eine grosse Neutronenintensität zu erzielen, wurde ein rotierendes Target[10]) verwendet, bei dem die schwere Eisschicht auf eine drehbare, mit flüssiger Luft gekühlte Kupferplatte festgefroren wird.

Die Neutronenausbeute von Eistargets nimmt bei grossen Ionenströmen rasch ab. So ergibt sich bei 800 keV Deuteronenenergie und 300 μA Ionenstrom eine Abnahme von 10% in etwa einer Stunde. Diese Abnahme muss auf eine lockere Struktur der Eisschicht zurückgeführt werden, da nach kurzer Bestrahlungszeit kleine weggeschleuderte Eisstückchen an den Wänden der Targetkammer sichtbar werden. Durch die übliche Technik des Aufdampfens entsteht an Stelle einer kompakten Eis- eine Schneeschicht, welche durch die schnellen Teilchen zerstäubt wird. Die dauerhaftesten Targets ergaben sich mit folgender Methode:

Die Kupferplatte wurde mit einer konzentrierten Waschmittellösung*) gereinigt, um die Platte vollkommen zu entfetten. Organische Lösungsmittel erwiesen sich dazu als weniger geeignet. Darauf wurde das schwere Wasser, dem pro 5 cm^3 ein Tropfen eines in der photographischen Technik üblichen Netzmittels**) zugesetzt war, mit einem Pinsel aufgetragen und das Gehäuse vakuumdicht abgeschlossen. Durch Kühlen mit flüssiger Luft wurde das Wasser geforen und hernach die Targetkammer sofort evakuiert. So ergaben sich Targets, die bei 800 keV Deuteronenenergie und 0,4–0,5 mA Ionenstrom (etwa 80–100 W/cm^2) in zwölf Stunden eine Abnahme der Neutronenausbeute von weniger als 10% verzeichneten.

Eine Abschätzung unter Berücksichtigung der Luftfeuchtigkeit und des Volumens der Targetkammer ergab, dass leichtes Wasser, das sich vor dem Auspumpen aus der Luft auf das Target niederschlagen kann, eine Dicke von höchstens 20 keV hat.

2.3. Solenoid

Das Solenoid war so dimensioniert, dass sich die Polarisationsrichtung von Neutronen bis zu 4 MeV Energie um 90° drehen liess und die Speisung mit einer 220-V-Gleichstromgruppe möglich war.

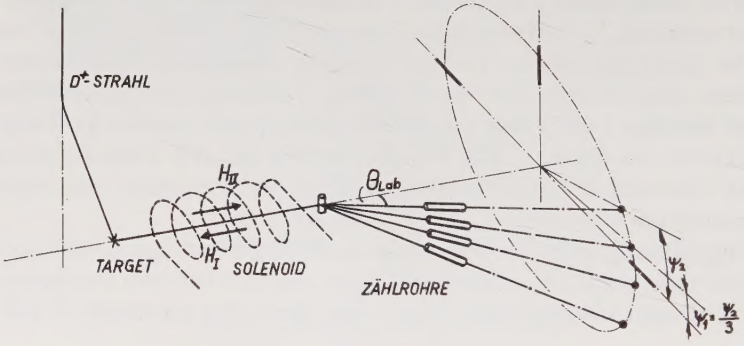
118 Flachspulen (Innendurchmesser 6,2 cm, Aussendurchmesser 35 cm) mit je 55 Windungen wurden auf einem Messingrohr von 5 cm Innendurchmesser aufgezogen. Zur Kühlung dienten 19 Zwischenräume zu 5 mm Breite, womit sich ein Kupferfüllfaktor von 80% ergab. Der Kupferdraht hatte rechteckigen Querschnitt der Dimension 2,5 × 5 mm^2 und war mit Lack isoliert. Als zusätzliche Isolation be-

*) Zum Beispiel Serf der Fa. Walz und Eschle, Basel.
**) Zum Beispiel Gevatol der Fa. Gevaert.

fand sich zwischen je zwei Spulen ein Ölpapier. Die ganze Wicklung war in einen Blechtank von 45 cm Durchmesser und 76 cm Länge eingebaut. Eine Umwälzpumpe trieb Öl durch das Solenoidgehäuse und einen wassergekühlten Wärmeaustauscher. Die maximale Leistung betrug 6,6 kW (Stromstärke 30 A) und erwärmte das Öl im stationären Zustand auf 60° C. Der Gleichgewichtszustand wurde nach einer Betriebsdauer von etwa einer Stunde erreicht. Die maximale Feldstärke betrug 3300 Gauss. Durch Steuerung der Erregung der Speisegruppe konnte der Strom auf $\pm 2\%$ konstant gehalten werden. Ein Eisenmantel von 2,5 cm Wandstärke schirmte das Magnetfeld gegen den Aussenraum ab. Dadurch wurde die Stärke des Streufeldes etwa sechsmal verkleinert.

2.4. Zähler

Zum Nachweis der gestreuten Neutronen dienten Proportionalzählrohre von 3 cm Durchmesser und 25 cm Länge, welche mit einem Gemisch von Propan- und Butangas*) gefüllt waren. Bei einem Gasdruck von 2,2 ata und einem Drahtdurchmesser von 0,05 mm betrug die Zählrohrspannung 5 kV. Die Diskriminierung erfolgte etwa bei der halben maximalen Impulshöhe. Die Zählrohre waren, wie Figur 2 zeigt, auf dem Mantel eines Kegels mit dem Öffnungswinkel $2\,\theta_{Lab}$ angebracht. Der Winkel ψ_2 betrug je nach Streuwinkel 15–20 Grad.

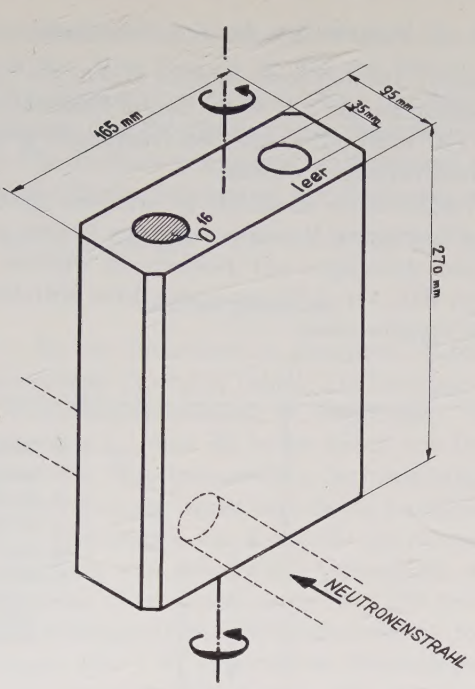


Figur 2
Schematische Darstellung der Versuchsordnung.

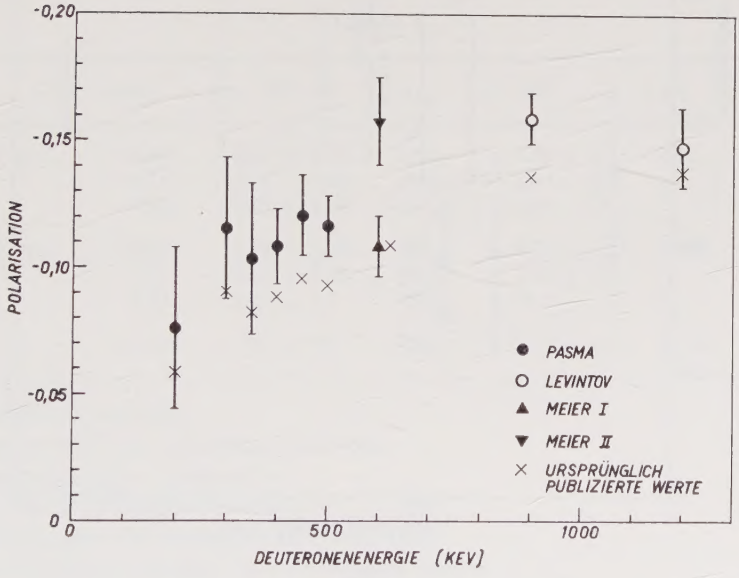
2.5. Streukörper

Der flüssige Sauerstoff befand sich in einer zylindrischen Plastikhaut von 3,3 cm Durchmesser, die mit Syntopor**) wärmeisoliert war. Die Plastikhaut wurde zu etwa 14 cm Höhe mit flüssigem Sauerstoff gefüllt. In 30 Minuten verdampfte davon etwa die Hälfte. Durch Drehen des Syntoporkörpers liess sich der Streukörper aus dem Strahl entfernen (siehe Figur 3). Das Syntopor erhöhte den Untergrund um etwa 15%.

*) Butagas.
**) Gesellschaft für Korkindustrie, Basel.



Figur 3
Behälter für flüssigen Sauerstoff.



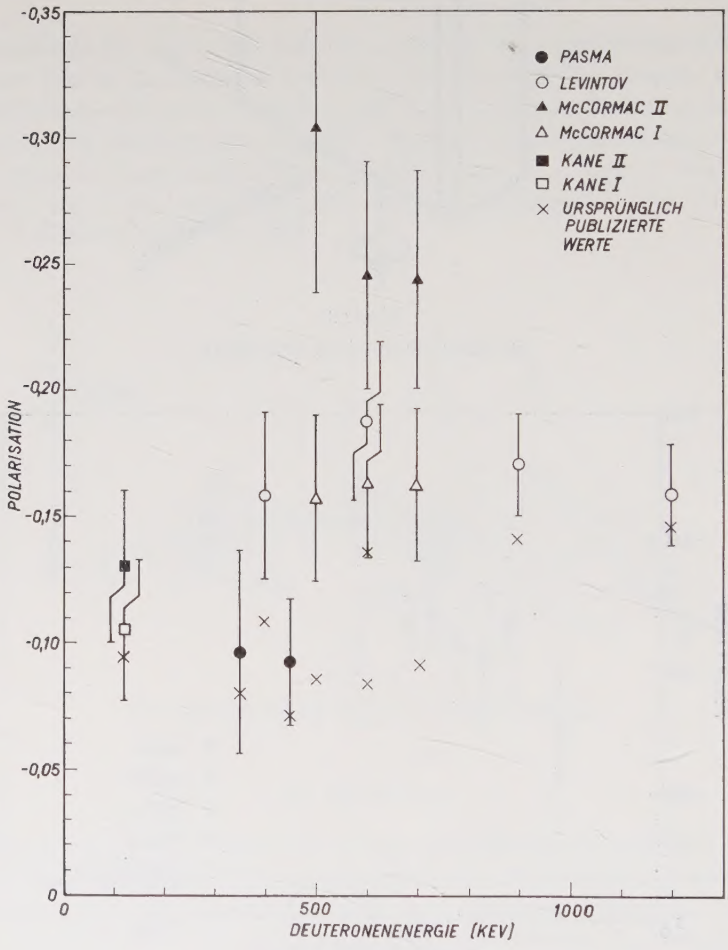
Figur 4

Polarisation der d,d-Neutronen für dünnes Target. Messungen von PASMA[15,16]), LEVINTOV *et. al.*[17]), und MEIER *et. al.*[13]). I mit Phasen von MEIER *et. al.*[13]), II mit Phasen von WILLS *et. al.*[14]) berechnet.

3. Polarisation der d,d-Neutronen

Die von verschiedenen Autoren (zum Beispiel HAEBERLI[11])) publizierten Zusammenstellungen der Polarisation der d,d-Neutronen in Funktion der Energie enthalten Ergebnisse, die zum Teil wohl mit demselben Analysator gemessen, aber mit verschiedenen Phasensätzen berechnet wurden.

Um miteinander vergleichbare Resultate zu erhalten, haben wir alle mit einem Heliumanalysator durchgeführten Messungen mit den Phasen von DEMANINS *et al.*[12]) neu berechnet. Bei den Messungen mit Kohlenstoff wurden die Phasensätze von MEIER *et al.*[13]) und von WILLS *et al.*[14]) verwendet. Eine Mittellung über Streuwinkelintervalle wurde nicht vorgenommen.



Figur 5

Polarisation der d,d-Neutronen für dickes Target. Messungen von PASMA[16]), LEVINTOV *et. al.*[17]), MCCORMAC *et. al.*[18]), KANE[19]). I mit Phasen von MEIER *et. al.*[13]), II mit Phasen von WILLS *et. al.*[14]) berechnet.

Obwohl Streuexperimente mit Kohlenstoff die Phasen von WILLS *et al.* unterstützen[20]), scheint es, dass für dicke Targets die mit den Phasen von MEIER *et al.* berechneten Werte der Polarisation (I in Figur 5) besser mit den mit Helium gemessenen Werten übereinstimmen. Die Polarisation ist insbesondere für dicke Targets nur sehr ungenau bekannt. Für die Auswertung unserer Messungen mit dicker Target trafen wir folgende Annahme für die Polarisation der Neutronen aus der d,d-Reaktion:

$$P_1 = -0{,}12 \text{ für } E_d = 350 \text{ keV}, \quad P_1 = -0{,}155 \text{ für } E_d = 550 \text{ keV}.$$

Messergebnisse

Die Asymmetrien ε der an Sauerstoff 16 gestreuten Neutronen sowie das berechnete Polarisationsvermögen P_2 sind in Tabelle 1 in Funktion des im Schwerpunktsystem gemessenen Neutronenstreuwinkels θ eingetragen. In den angegebenen experimentellen Asymmetrien $\varepsilon_{exp.}$ sind die in der Arbeit von DURISCH *et al.*[21]) diskutierten Störeffekte ausser der Mehrfachstreuung berücksichtigt. Die Korrektur der Ergebnisse für die Mehrfachstreuung wurde nach der in derselben Arbeit angegebenen rechnerischen Methode vorgenommen. Zur Kontrolle der Rechnung wurde die Asymmetrie mit einem Streukörper von elliptischem Querschnitt mit den Hauptachsen 3,3 cm und 5,3 cm bei einer Deuteronenenergie von 550 keV gemessen (Nr. 7 in Tabelle 1). Der Anteil mehrfachgestreuter Neutronen betrug 55%, während bei dem für alle andern Messungen (Nr. 1-6) verwendeten Streukörper unter den gleichen Bedingungen die Mehrfachstreuung 38% betrug. Wie aus Tabelle 1 ersichtlich ist, sind die für Mehrfachstreuung korrigierten Asymmetrien (Nr. 6 und 7) für beide Streukörper innerhalb der Fehlergrenzen gleich.

Tabelle 1

Nr.	E_d	$\cos\theta$	$\varepsilon_{exp} \cdot 10^2$	a	$\varepsilon \cdot 10^2$	P_1	$P_2 \cdot 10^2$
1	350 keV	+ 0,60	− 3,21 ± 0,91	21%	− 3,90 ± 1,1	0,12	− 33 ± 9
2		+ 0,17	+ 2,90 ± 1,00	31%	+ 3,80 ± 1,3		+ 32 ± 13
3		− 0,33	+ 5,62 ± 1,50	43%	+ 8,04 ± 2,1		+ 67 ± 18
4	550 keV	+ 0,60	− 3,75 ± 0,98	20%	− 4,50 ± 1,2	0,155	− 29 ± 8
5		+ 0,17	+ 2,12 ± 0,90	29%	+ 2,74 ± 1,2		+ 18 ± 8
6		− 0,33	+ 10,6 ± 1,2	38%	+ 14,6 ± 1,7		+ 94 ± 11
7		− 0,33	+ 9,4 ± 1,0	55%	+ 14,7 ± 1,6	0,155	+ 95 ± 10

E_d: Deuteronenenergie
$\cos\theta$: Streuwinkel im Schwerpunktsystem
ε_{exp}: experimentelle Asymmetrie
a: Anteil der Mehrfachstreuung
P_1: Polarisation der einfallenden Neutronen
P_2: Polarisationsvermögen der streuenden Kerne
ε: Für Mehrfachstreuung korrigierte Asymmetrie[21]), $\varepsilon = (1 + a)\, \varepsilon_{exp}$.

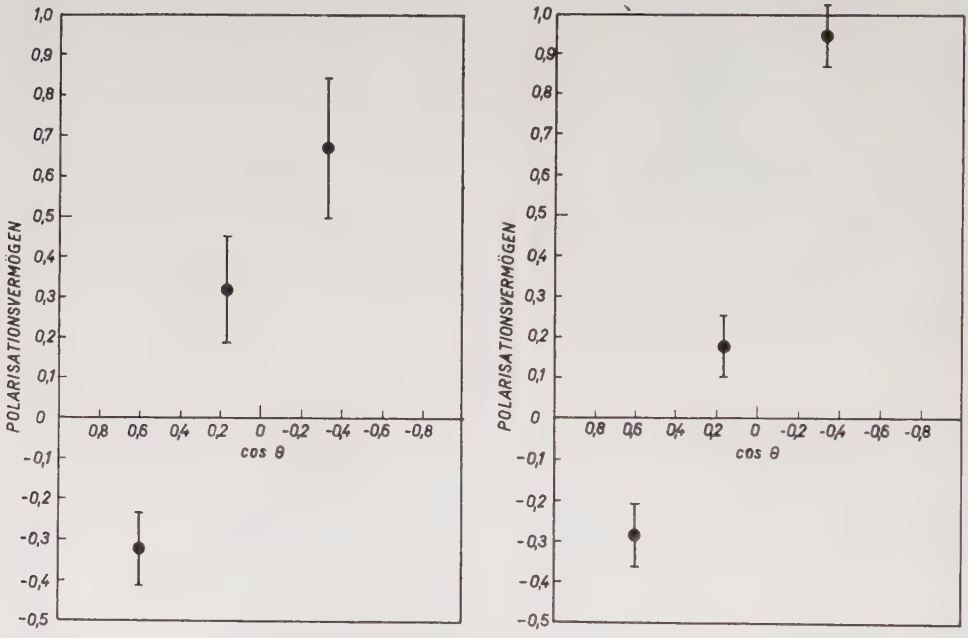
Die Fehlerangaben betreffen nur die statistischen Unsicherheiten.

In der Tabelle 2 sind typische Zählraten und totale Impulszahlen aufgeführt.

Tabelle 2

E_d	$\cos\theta$	N/t	N_{total}	U_{total}
350 keV	+ 0,17	50 min^{-1}	27000	16000
550 keV	+ 0,17	130 min^{-1}	37000	22000

N: Impulszahl mit Streukörper
U: Impulszahl ohne Streukörper



Figur 6
Polarisationsvermögen von Sauerstoff.

a) für 350 keV Deuteronenenergie und dickes Target (mittlere Neutronenenergie 2,84 MeV); b) für 550 keV Deuteronenenergie und dickes Target (mittlere Neutronenenergie 2,98 MeV).

5. Diskussion

Die von verschiedenen Autoren[2,3,4]) aus dem totalen und differentiellen Streuquerschnitt gefundenen Streuphasen ergeben Werte für das Polarisationsvermögen, die mit unseren Messungen nicht übereinstimmen. Insbesondere wird für Neutronenenergien zwischen 2,5 und 3,0 MeV konstantes Vorzeichen des Polarisationsvermögens

für alle Streuwinkel vorausgesagt, was im Gegensatz zum vorliegenden Experiment steht.

Sieht man von vorliegenden Phasenanalysen ab, so lassen sich gewisse Aussagen über die Phasen mit Hilfe des totalen und differentiellen Streuquerschnitts und des Polarisationsvermögens auf folgende Art gewinnen:

Die Polarisation von Spin-$^1/_2$-Teilchen nach der Streuung an Spin-0-Kernen wurde zum Beispiel von LEPORE[5]) berechnet. Danach lässt sich der Ausdruck $k^2 P \sigma / 2 \sin\theta$ als Polynom in $\cos\theta$ darstellen:

$$\frac{k^2 P \sigma}{2 \sin\theta} = \sum_{\nu=0}^{\infty} B_\nu x^\nu = F(x) \quad \text{mit} \quad x = \cos\theta .$$

Dabei bedeutet k die Wellenzahl der Relativbewegung von einfallendem Teilchen und Kern, P das Polarisationsvermögen der streuenden Kerne, σ den differentiellen Streuquerschnitt und θ den Streuwinkel im Schwerpunktsystem.

Die Koeffizienten B_ν sind Funktionen der Streuphasen δ^l_{2J}. Die aus den experimentellen Grössen P und σ berechneten Werte von $F(x)$ lassen sich durch ein Polynom endlichen Grades wiedergeben. Die höchste Potenz ν_{max} bestimmt den maximalen, für eine Analyse benötigten Bahndrehimpuls:

$$\nu_{max} = 2\, l_{max} - 1 .$$

Treten nur S- und P-Wellen auf, so ist $F(x)$ eine lineare Funktion von x. Die dann allein auftretenden Koeffizienten B_0 und B_1 sind durch

$$B_0 = \sin\delta^0_1 \left[\sin\delta^1_3 \sin(\delta^0_1 - \delta^1_3) - \sin\delta^1_1 \sin(\delta^0_1 - \delta^1_1)\right] ,$$

$$B_1 = -3 \sin\delta^1_3 \sin\delta^1_1 \sin(\delta^1_3 - \delta^1_1)$$

gegeben.

Beschränkt man sich bei der Interpretation unserer Messungen auf einen maximalen Bahndrehimpuls $l_{max} = 1$, so lassen sich obere Grenzen für die Beträge der P-Phasen δ^1_3 und δ^1_1 angeben.

Aus der Form der S-Resonanz bei 2,37 MeV ergibt sich, dass die S-Phase δ^0_1 gerade oberhalb der Resonanz von der Grössenordnung 90° ist. Der Betrag des totalen Querschnitts bei der Resonanzenergie zeigt, dass die P-Phase δ^1_3 und δ^1_1 dort einen Betrag von höchstens 30° haben können.

In Figur 7 sind die aus den experimentellen Daten bei 2,84 MeV berechneten Werte der Funktion $F(x)$ aufgetragen. Sie zeigen, dass $F(0) = B_0 > 0$ und die Steigung $B_1 < 0$ sein muss.

Nimmt man nun für die Phasen folgende Ungleichungen an

$$65° < \delta^0_1 < 125° , \quad |\delta^1_3| < 50° , \quad |\delta^1_1| < 50°$$

so ist

$$\sin\delta^0_1 > 0 , \quad \sin(\delta^0_1 - \delta^1_3) > 0 , \quad \sin(\delta^0_1 - \delta^1_1) > 0 .$$

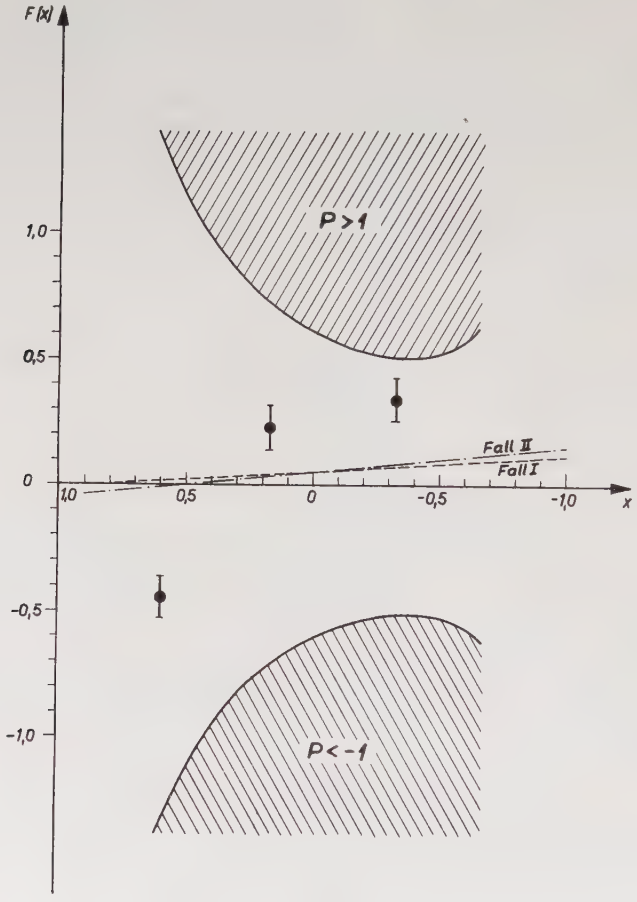
Die durch das Experiment geforderten Ungleichungen für die Koeffizienten B_0 und B_1 sind dann nur zu erfüllen, wenn δ^1_3 und δ^1_1 gleiches Vorzeichen haben, denn $\delta^1_3 > 0$, $\delta^1_1 < 0$ gibt für B_1 und $\delta^1_3 < 0$, $\delta^1_1 > 0$ gibt für B_0 falsches Vorzeichen. Bei gleichem

Vorzeichen von δ_3^1 und δ_1^1 gilt $\delta_3^1 > \delta_1^1$, damit B_1 das richtige Vorzeichen erhält. Berücksichtigt man den totalen Querschnitt bei 2,8 MeV [22])

$$\frac{\lambda^2}{4\pi}\,\sigma_{tot} = \sin^2\delta_1^0 + 2\sin^2\delta_3^1 + \sin^2\delta_1^1 = 1{,}17$$

und setzt einmal $\delta_1^1 = 0$ und dann $\delta_3^1 = 0$, so ergeben sich maximale Beträge der P-Phasen zu

$$|\delta_3^1| \leqslant 25°, \quad |\delta_1^1| \leqslant 36°.$$



Figur 7

$F = \lambda^2\, P\, \sigma/2 \sin\theta$ als Funktion von $x = \cos\vartheta$ für eine mittlere Neutronenenergie von 2,84 MeV
Fall I und II sind bestmögliche Geraden bei Beschränkung auf S- und P-Phasen.

Da beim Nullsetzen einer P-Phase der Koeffizient B_1 null wird, das Experiment nach Figur 7 aber $B_1 \sim 0{,}6$ verlangt, muss man B_1 maximalisieren. Bleibt man mit dem totalen Querschnitt in Übereinstimmung, so ergeben sich für die beiden Fälle von

positiven (Fall I) beziehungsweise negativen (Fall II) P-Phasen folgende Ungleichungen:

Fall I $\quad \delta_3^1 > 0\,, \quad \delta_1^1 > 0\,, \quad 25° > \delta_3^1 > \delta_1^1 > 0\,,$

Fall II $\quad \delta_3^1 < 0\,, \quad \delta_1^1 < 0\,, \quad -30° < \delta_1^1 < \delta_3^1 < 0\,.$

Damit sind die grössten Beträge der Koeffizienten B_1

$$|B_1|_{Fall\ I} = 0{,}06\,, \quad |B_1|_{Fall\ II} = 0{,}10\,.$$

In Figur 7 sind die Geraden mit diesen Steigungen B_1 so eingetragen, dass die Summe der Quadrate der Abstände, welche die Messpunkte von der Geraden haben, ein Minimum ist. Man ersieht, dass sich bei Beschränkung auf S- und P-Phasen, das heisst auf einen Bahndrehimpuls $l \leqq 1$, unsere Messungen nicht wiedergeben lassen.

Meinen herzlichsten Dank möchte ich meinen Lehrern Herrn Prof. Dr. P. Huber und Herrn Prof. Dr. E. Baumgartner für die unablässige Unterstützung und Beratung aussprechen.

Literaturverzeichnis

[1]) P. Huber und W. Hunzinger, Helv. Phys. Acta *33*, 570 (1960).
[2]) W. Hunzinger und P. Huber, Helv. Phys. Acta *35*, 351 (1962).
[3]) J. Derado und R. van de Walle, CERN-Report 60–21 (1960).
[4]) G. Pisent, persönliche Mitteilung.
[5]) J. V. Lepore, Phys. Rev. *79*, 137 (1950).
[6]) P. S. Dubbeldam, Dissertation Amsterdam 1959 und Nucl. Instr. *4*, 234 (1956).
[7]) P. Hillman, G. H. Stafford und C. Whitehead, Nuov. Cim. *4*, 67 (1956).
[8]) H. Bichsel, W. Hälg, P. Huber und A. Stebler, Helv. Phys. Acta *25*, 119 (1952).
[9]) W. F. Hornyak, Rev. Sci. Instr. *23*, 264 (1952).
[10]) R. Wagner und P. Huber, Helv. Phys. Acta *31*, 89 (1958).
[11]) W. Haeberli, *Proceedings of the International Symposium on Polarization Phenomena of Nucleons*, Basel, Helv. Phys. Acta, Suppl. VI 149 (1961).
[12]) F. Demanins, G. Pisent, G. Poiani und C. Villi, Phys. Rev. *125*, 318 (1962).
[13]) R. W. Meier, P. Scherrer und G. Trumpy, Helv. Phys. Acta *27*, 577 (1954).
[14]) J. E. Wills, J. K. Bair, H. O. Cohn und H. B. Willard, Phys. Rev. *109*, 891 (1958).
[15]) P. J. Pasma, Nucl. *6*, 141 (1958).
[16]) P. J. Pasma, Dissertation Groningen (1958).
[17]) I. I. Levintov, A. V. Miller, E. Z. Tarumov und V. N. Shamshev, Nucl. Phys. *3*, 237 (1957).
[18]) B. M. McCormac, M. F. Steuer, C. D. Bond und F. L. Hereford, Phys. Rev. *104*, 718 (1956).
[19]) P. P. Kane, Nucl. Phys. *10*, 429 (1959).
[20]) W. Haeberli, *Fast Neutron Physics*, Part. II, Chapter V G. Interscience Publishers, New York.
[21]) J. Durisch, R. Gleyvod, P. Huber und E. Baumgartner, Helv. Phys. Acta *36*, 269 (1963).
[22]) C. K. Bockelmann, D. W. Miller, R. K. Adair und H. H. Barschall, Phys. Rev. *84*, 69 (1951).

Curriculum vitae

Am 21. Juni 1933 wurde ich, Roger Gleyvod, heimatberechtigt in Basel, als Sohn des Edouard Gleyvod, und der Margrit, geborene Lippold, in Basel geboren.

Hier besuchte ich während acht Jahren die Primar- und Realschule. Im Jahr 1948 trat ich bei der Firma Haefely & Co. AG eine Berufslehre als Maschinenzeichner an, die ich im Oktober 1952 abschloss. Im Herbst 1953 legte ich die Reifeprüfung ab, nachdem ich mich während drei Jahren am Institut Minerva als Abendschüler darauf vorbereitet hatte.

Seit dem Wintersemester 1954/55 bin ich an der Universität Basel immatrikuliert. Während der ersten vier Jahre meines Studiums blieb ich halbtags bei der Firma Haefely tätig, wo ich mich mit der Konstruktion und Berechnung von Stossgeneratoren und Prüffeldeinrichtungen beschäftigte.

Im Herbst 1958 begann ich unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. P. Huber und Prof. Dr. E. Baumgartner mit der Ausarbeitung meiner Dissertation.

Meine wissenschaftliche Ausbildung verdanke ich den folgenden Professoren und Dozenten: P. Huber, E. Baumgartner, E. Baldinger, E. Miescher, M. Fierz, K. Alder, W. Kuhn, A. Ostrowski, A. Speiser, H. Huber, E. Batschelet, H. Erlenmeyer, H. Dahn.